

نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته های سنگین و فوق سنگین در مدل توسعه

یافته قطره مایع

زهرا رشید پور

کارشناس ارشد فیزیک هسته ای دانشگاه تفرش

چکیده

در این پژوهش می‌خواهیم به بررسی نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته های سنگین و فوق سنگین بین ایزوتوپهای FL و U با استفاده از مدل قطره مایع تعمیم یافته بپردازیم. در این مدل که توسط شیائو جون بایو و همکارانش ارائه شده است از تقریب نیمه تجربی WKB در توصیف فرایند شکاف خودبخودی استفاده شده است. نتایج بدست آمده برای نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته ها با استفاده از این مدل به خوبی با داده های تجربی مطابقت دارد.

کلید واژه: مدل های هسته ای؛ هسته های سنگین و فوق سنگین؛ نیمه عمر؛ شکافت خودبخودی

مقدمه

تولید عناصر سنگین فراورانیوم (و مطالعه‌ی خواص این عناصر یکی از شاخه‌های فیزیک هسته‌ای است که از جنبه نظری و تجربی بسیار مورد توجه بوده و به‌طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته است. اولین عناصر فوق اورانیوم، نپتونیم^۱ و پلوتونیوم^۲ بودند که در اواخر دهه ۱۹۳۰ توسط فرمی^۳ و همکارانش تولید شدند. پس از آن تلاش‌های زیادی برای کشف هرچه بیشتر عناصر بالاتر از اورانیوم که آخرین عنصر طبیعی و قابل آشکارسازی است صورت گرفت. تعداد این عناصر به دلیل ناپایدار بودن آن‌ها نسبت به شکافت خود بخودی و واپاشی آن‌ها (با افزایش پروتون) محدود می‌باشد. این گونه هسته‌ها معمولاً از برخورد یون‌های سبک مانند کربن (^{12C})، بور (^{11B})، اکسیژن (^{16O})، ازت (^{14N})، نئون (^{22Ne}) و ... بر روی عناصر سنگین تر مانند آمرسیوم (^{243Am})، کالیفرنیوم (^{252Cf})، کوریوم (^{246Cm})، بیسموت (^{209Bi}) و... از طریق گداخت داغ و گداخت سرد هسته‌ها تولید می‌شوند.

به موازات تحقیقات تجربی، مطالعات و پژوهش‌های نظری بسیاری برای محاسبه انرژی پتانسیل هسته‌های سنگین و فوق-سنگین بر اساس مدل‌های هسته‌ای صورت گرفته و به دنبال آن نیم‌عمر واپاشی این هسته‌ها (واپاشی شکافت خودبخودی)^۴ محاسبه شده است و نتایج حاصله، در موارد مختلف با نتایج تجربی مقایسه گردیده است.

می‌دانیم که نوکلئون‌ها در هسته در یک حجم تقریباً کروی و با شعاع $\frac{1}{2}A^{\frac{1}{3}}$ محصور شده‌اند. این را هم می‌دانیم که دستگاه هسته می‌تواند در یک مجموعه کامل از حالت‌های انرژی که هر حالت ویژگی‌های خاص خود را دارد وجود داشته باشد حال می‌خواهیم بدانیم که این خواص چگونه با هم پیوند می‌خورند؟ نوکلئون‌ها در هسته چگونه حرکتی دارند؟ و برهم‌کنش آن‌ها با هم به چه صورت است؟ اگر یک هسته از خارج انرژی دریافت کند چه اتفاقی خواهد افتاد؟ چگونه می‌توانیم انرژی و دیگر خواص حالت‌های برانگیخته را به حساب آوریم؟ راه سودمند این است که سوالات خود را با یک تصویر کلاسیکی از حرکت نوکلئون‌ها در فضای درون هسته فرمول‌بندی کنیم. اما به گونه‌ای که پاسخ دریافت شده از آن‌ها به صورت عبارت‌های کوانتوم مکانیکی باشد. اصولاً ما به تابع موج کلی هسته نیاز داریم که این فقط برای ساده‌ترین هسته‌ها امکان‌پذیر است. تابع موج کلی برای یک هسته بزرگ، حتی اگر به دست آوردن آن امکان‌پذیر باشد بسیار پیچیده‌تر از آن است که بتواند مورد استفاده قرار گیرد، برای این منظور از مدل‌ها استفاده می‌کنیم. این مدل‌ها قیاس‌های ساده‌ای است که در آن‌ها برخی از شباهت‌های بین هسته و دستگاه‌های بسیار ساده فیزیکی که رفتارشان از نظریه ریاضی شناخته شده است استفاده می‌شود.

اگر مدل، مدل مناسبی باشد بخوبی قادر خواهیم بود که آن‌را برای محاسبه دقیق برخی از خواص هسته بکار ببریم. البته مشخص است که هر مدل، به ناچار در بعضی زمینه‌ها نارسا خواهد بود و احتمال این وجود دارد که مدل نتواند بسیاری از جنبه‌های هسته را مورد رسیدگی همه‌جانبه قرار دهد. بنابراین مدل را باید برای هدفی که در دست داریم انتخاب کنیم. ظرف چندین سال و با استدلال‌های فزاینده، مدل‌های هسته‌ای فراوانی پایه عرصه وجود نهاد است که بعضی از آن‌ها در اینجا مورد بررسی قرار خواهد گرفت. خواهیم دید که این مدل‌ها گستره وسیعی از برهم‌کنش‌های ممکن قوی هسته‌ای تا برهم‌کنش‌های ممکن بسیار ضعیف و نیز مواردی که در بین آن‌ها قرار دارد را در بر می‌گیرد. قدیمی‌ترین مدل‌های هسته‌ای برای توضیح واپاشی آلفائی و نیز برهم‌کنش نوکلئون‌ها با هسته ارائه شده است.

خلاصه‌ای از شواهد تجربی که پیش بینی مدل‌ها را تایید می‌کند.

ویژگی‌های اصلی هسته را می‌توان به عنوان پایه‌ی ارزیابی مدل‌های موجود به خلاصه ذکر کرد.

۱- اسپین پایه هسته‌ها I: برای نوکلئیدهای با Z زوج، N زوج، I=0.

برای نوکلئیدهای با Z فرد، N زوج، I=1,2,3, ...

برای نوکلئیدهای با A فرد، I=1/2, 3/2, ...

1 - Transuranium
2 - N ptonium
3 - polotonium
4 - Fermi
5 - spontaneous Fission

- هسته‌های آینه‌ای دارای اسپین I برابر هستند.
- ۲- گشتاور دو قطبی مغناطیسی که در یک رابطه تقریبی با I مرتبط می‌شود.
- ۳- گشتاور چهار قطبی الکتریکی Q و تغییر تجربی آن با Z یا N .
- ۴- وجود ایزومرها و تمرکز آماری در N یا $Z=40$ تا 50 و 70 تا 80 (اصطلاحاً جزایر ایزومری نامیده می‌شود)
- ۵- پارامتر نسبی سطوح هسته‌ای که در واپاشی‌های β و γ مشاهده شده است.
- ۶- ناپیوستگی انرژی بستگی هسته‌ای و انرژی جداسازی پروتون و نوترون که برای مقادیر ویژه N یا Z بخصوص $82, 126$ مشاهده می‌شود.
- ۷- تناوب ایزوتون‌ها و ایزوتوپ‌های پایدار، بخصوص تمرکز آماری برای مقادیر خالص Z و N
- ۸- انرژی جفت‌شدگی برای نوکلئون‌های یکسان که در ایزوبارهای پایدار غیرمجاور دیده می‌شود.
- ۹- دانسیته ثابت قابل ملاحظه هسته در شعاع $R \propto A^{1/3}$
- ۱۰- وابستگی سیستماتیک نوترون مازاد $(N-Z)$ به $A^{2/3}$ برای هسته‌های پایدار.
- ۱۱- ثبات تقریبی انرژی بستگی بر نوکلئون $\frac{B}{A}$ که وابستگی ضعیفی با A دارد.
- ۱۲- تفاوت جرم در خانواده ایزوبارها و انرژی انتقال آبخاری β
- ۱۳- تغییر سیستماتیک انرژی واپاشی α با N و Z
- ۱۴- شکافت $^{235}_{92}\text{U}$ و دیگر هسته‌ها با N فرد توسط نوترون‌های حرارتی.
- ۱۵- محدودیت در حد بالایی در N و Z هسته‌های سنگین تولید شده از واکنش‌ها که در هسته‌های سنگین‌تر از $^{238}_{92}\text{U}$ وجود ندارد.
- ۱۶- فضای بزرگ سطوح برانگیختگی کم در هسته، در برابر فضای کوچک سطوح با برانگیختگی بالا
- ۱۷- وجود واکنش‌های تشدید در گیر اندازی مانند (η, γ) . ثبات سطح مقطع گیراندازی سریع نوترون برای $A > 100$
- ، به جز برای مقادیر کوچک متناقض با ایزوتون‌ها که در آن $N = 50, 82, 126$
- ۱۸- هم‌جوشی هسته‌ای برای هسته‌های سبک و شکافت برای هسته‌های سنگین.
- ۱۹- وجود اعداد جادویی که باعث می‌شود هسته‌هایی که دارای N یا Z جادویی هستند، انرژی بستگی بیشتری داشته باشد.
- ۲۰- کوتاه برد بودن، اشباع بودن و استقلال از بار نیروهای هسته‌ای.
- مدل قطره مایع برای ارائه موارد ۹ تا ۱۵ می‌باشد مورد ۱۶ اساس مدل آماری را تشکیل می‌دهد. بهترین مدل برای ارائه مورد ۱۷ مدل برهم‌کنش قوی است (قطره مایع یا استاتیک) اما بیشتر از مدل ذره مستقل استفاده می‌شود تا اثرات $82, 50, N = 126$ نشان داده شود.
- مدل‌های هسته‌ای اولیه
- بث‌گر سال ۱۹۳۹ فرضیه‌ای ارائه داد مبنی بر اینکه نوکلئون‌های درون هسته را می‌توان ذراتی در نظر گرفت که روی یکدیگر اثر ندارند و همه آن‌ها به وسیله یک پتانسیل تک جسمی به یکدیگر پیوند دارند. در این مدل تأثیری که سایر نوکلئون‌ها روی هر نوکلئون دارند، با یک پتانسیل کل جایگزین می‌گردد. این پتانسیل به همان صورتی که روی نوکلئون‌های مقید عمل می‌کند، روی نوکلئون‌های نامقید نیز اثر دارند، این سبب می‌شود که محاسبه پراکندگی یک نوکلئون فرودی توسط چنین پتانسیلی ساده شود. این مدل سطح مقطع‌هایی را به دست می‌دهد که با انرژی ذره فرودی به نحوی نسبتاً هموار تغییر می‌کند. اما به زودی پی خواهیم برد که سطح مقطع‌ها به هیچ‌وجه هموار نیستند و دارای ساختار تشدید چشم‌گیری می‌باشند و این تشدیدها باریک‌اند و پهنایی به کوچکی 1eV دارند و با توجه به رابطه عدم قطعیت انرژی- زمان $(\Delta E \Delta t \approx \hbar)$ این پهنای

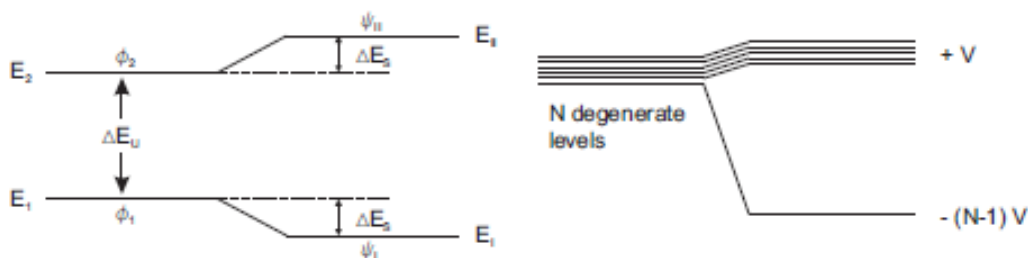
متناظر با طول عمری در حدود 10^{15} ثانیه است که این زمان نسبت به زمان عبور یک پرتابه از درون هسته یعنی 10^{-20} ثانیه، بسیار طولانی تر است. بر این اساس نیلز بوهر فرض کرد که با فرود ذره‌ای بر هسته و گیر افتادن آن، دستگاه مرکبی شکل می‌گیرد که پیش از فروپاشی به یکی از دو کانال پراکندگی کشان و غیرکشان و یا کانال واکنش هسته‌ای می‌رود که برای مدتی نسبتاً طولانی دوام می‌آورد. ذره فرودی توسط هسته رپوده می‌شود و با تمام نوکلئون‌های درون آن به‌طور قوی برهم‌کنش می‌کند. انرژی این ذره تا دستیابی به یک حالت آماری، بین تمام نوکلئون‌هایی که با آن‌ها مواجه شده است تقسیم می‌گردد. افزایش میانگین انرژی هر نوکلئون منفرد تا آن حد نخواهد بود که آن را از هسته آزاد سازد اما از آن‌جا که تعداد زیادی برخورد‌های کم‌ویش کاتوره‌ای رخ می‌دهد، با توزیع آماری انرژی روبه‌رو هستیم و برای یک نوکلئون منفرد احتمال کوچکی وجود دارد که با کسب مقدار کافی از انرژی تقسیم شده موفق به فرار از هسته شود. یک ذره نزدیک سطح هسته ممکن است از طریق برخورد‌های درون هسته که به اندازه کافی انرژی ردوبدل می‌شود یا به موجب افت‌وخیزهای آماری، انرژی کافی برای فرار از هسته را بدست آورد. این عمل شبیه تبخیر مولکول‌ها از مایع داغ است که این فرآیند مدت زمان نسبتاً زیادی طول میکشد (در حدود 10^{15} تا 10^{18} ثانیه) که با پهنای مشاهده شده همخوانی دارد.

مدل قطره مایع

مدل قطره مایع یک مدل آماری است که برای بسیاری از پدیده‌های هسته‌ای، توجیحات منطقی فراهم می‌کند. در اصل این پدیده‌ها عبارت‌اند از: جرم و انرژی پیوندی، انرژی واپاشی β ، انرژی واپاشی α ، واکنش‌های هسته‌ای، سطح مقطع واکنش‌های تشدید، فرایند شکافت هسته‌ای و فرایند هم‌جوشی هسته‌ای. مدل قطره مایع از ایده بوهر درباره هسته‌های مرکب در واکنش‌های هسته‌ای ناشی می‌شود. ذره جذب شده توسط هسته‌ی هدف دارای مسیر آزاد متوسط در هسته است که بسیار کوچکتر از شعاع هسته است. برای دستیابی به چنین رفتاری برهم‌کنش بین نوکلئون‌ها باید قوی باشد و ذرات نتوانند با سطح مقطع ناچیز برای برخورد‌ها و برهم‌کنش با نوکلئون‌های مجاور به‌طور مستقل عمل کنند. این مطلب شامل توسعه کاربرد مدل پیشرفته ویساکر^۲ است که به اصطلاح فرمول نیمه تجربی جرم نامیده می‌شود. مدل قطره مایع همان‌گونه که از نام آن برمی‌آید بر اساس برخی شباهت‌ها در رفتار بین هسته و یک قطره مایع قرار دارد.

برهم‌کنش باقی‌مانده

مدل پوسته‌ای تنها برای هسته‌هایی با اعداد جادویی پروتونی و نوترونی و برای هسته‌هایی با تنها یک نوکلئون خارج از مغزی هسته به‌عنوان نوکلئون ظرفیتی به خوبی عمل می‌کند. اما ساختار بیشتر هسته‌های واقع در جدول هسته‌ای، تفاوت قابل توجهی با پیش‌بینی‌های نظری در مدل پوسته‌ای دارند زمانی که حداقل دو ذره خارج از پوسته بسته وجود دارد باید اثر برهم‌کنش باقی‌مانده در هامیلتونی نیز در نظر گرفته شود زیرا این اثر منجر به تغییرات قابل توجهی در انرژی ذره می‌شود. برهم‌کنش باقی‌مانده دارای یک ویژگی کوتاه برد است در نتیجه می‌تواند به خوبی با یک تابع $\pm \delta$ تقریب زده شود این برهم‌کنش می‌تواند به شکافته شدن هرچه بیشتر انرژی‌های تک ذره وابسته به ساختار برهم‌کنش، منجر شود. شکل (۱) (چپ) وضعیت را برای مخلوط شدن دو حالت $|\phi_1\rangle$ و $|\phi_2\rangle$ که با انرژی ΔE_U جدا شده‌اند را نمایش می‌دهد. انرژی‌های هر دو حالت به دلیل وجود برهم‌کنش V جابجا می‌شوند. برهم‌کنش V را می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد:



۳۵- شکل ۱- (چپ) مخلوط شدن دو حالت $|\phi_1\rangle$ و $|\phi_2\rangle$. انرژی هر دو حالت به علت برهم کنش V جابه جا می شود. (راست) تصویر کلی برای ترازهای انحراف یافته N است.

عناصر سنگین

در سال ۱۹۳۹ بوهر و ویلر مکانیسم شکافت هسته‌ای را بر اساس مدل قطره مایع که در آن هسته همانند یک قطره مایع باردار در نظر گرفته می شود مورد مطالعه قرار دادند. [۳۲] تا زمانی که کشش سطحی در قطره بزرگتر از نیروی دافعه کولنی است یک سد پتانسیل مانع از تقسیم هسته می شود. مدل قطره مایع نشان می دهد برای عدد اتمی بیشتر از ۱۰۰ سد پتانسیل به صفر میل می کند و یک حد بالایی برای پایداری هسته وجود دارد. در اواسط دهه شصت اهمیت اثرات پوسته‌ای هسته‌ای در برقراری ثبات در هسته‌های سنگین مورد توجه قرار گرفت که امکان تولید عناصر سنگین تر در آزمایشگاه ها را فراهم ساخت. این عناصر عمدتاً توسط فرایند هم جوشی تولید میشوند. اما عناصر شیمیایی سنگین تر از آهن را نمی توان توسط واکنش های هم جوشی تولید کرد زیرا انرژی بستگی به ازای هر نوکلئون در هسته گروه آهن به دلیل افزایش سدهای کولنی در حال کاهش است. هسته‌های سنگین تراز آهن اساساً با واکنش های جذب نوترون ترکیب می شوند. سه مرحله مختلف می تواند در این ناحیه جرمی مشخص شود؛ فرایندگیراندازی نوترون های کند در طول سوختن هیدروژن ستاره‌ای (S)، فرایندگیراندازی نوترون سریع (R)، فرایند تجزیه فوتون (P). که دو مورد آخر مربوط به انفجار درابر نواختران است. اگر چه فرایند چهارم، گیراندازی پروتون سریع (PT) در تولید عناصر سنگین و یا فرایندهای دیگر که فراوانی آنها نیازمند توضیح و بررسی است، وجود دارند اما هنوز در حد بحث و مباحث مطرح شده اند. به طور کلی تمام عناصر سنگین موجود به طور مصنوعی و با استفاده از شتاب دهنده‌ها در آزمایشگاه‌های مختلف تولید شده اند.

عناصر فوق سنگین

یکی از موضوعات اساسی در مطالعه عناصر فوق سنگین پیش‌بینی و یا تولید هسته‌های دو جادویی است (عناصر بعد از $N=126, Z=82$ (^{208}Pb)) در دهه‌ی ۱۹۶۰ تعدادی پیش‌بینی نظری ایجاد شد که همگی به وجود یک جزیره از عناصر فوق-سنگین پایدار در پیرامون $N=184, Z=114$ اشاره دارند. نظریه‌های میکروسکوپی هسته‌ای مدرن جزیره پایداری را در پیرامون $124, 126, 128, 130, 132, 134, 136, 138, 140, 142, 144, 146, 148, 150, 152, 154, 156, 158, 160, 162, 164, 166, 168, 170, 172, 174, 176, 178, 180, 182, 184, 186, 188, 190, 192, 194, 196, 198, 200, 202, 204, 206, 208$ یا $N=172$ یا $N=184, Z=120$ پیش‌بینی می کنند. این پیش‌بینی‌ها و همچنین پیش‌بینی‌های قبلی که طول عمر برخی از هسته‌های فوق سنگین را در حدود سن زمین تخمین می زدند یک تلاش جهانی برای جستجوی هسته‌های فوق سنگین غنی از نوترون با طول عمر طولانی در آزمایشگاه‌ها و همچنین در طبیعت به همراه داشته‌اند. مطالعه‌ی عناصر فوق سنگین برای پیدا کردن اینکه آیا گاف پوسته‌ای پیش‌بینی شده در مقادیر بالای N و Z ، به پایداری زیاد هسته‌های فوق سنگین در مقابل واپاشی آنها منجر می شود یا نه، ضروری است. اتم‌های فوق سنگین تماماً در نیمه دوم قرن ۲۰ خلق و تولید شدند و تکنولوژی تولید آنها در طول قرن ۲۱ پیشرفت کرده است. همه‌ی عناصر سنگین و فوق سنگین مصنوعی با استفاده از دستگاه‌های شتاب دهنده در آزمایشگاه‌ها تولید شده‌اند. عناصر فوق سنگین به طور عمدی دو حالت فروپاشی دارند.

(i) واپاشی خودبخودی آلفا

(ii) شکافت خودبخودی (SF)

واپاشی بتا یکی دیگر از فرایندهای واپاشی برای عناصر فوق سنگین (عناصر دور از خط پایداری β) است. احتمال پایدار بودن هسته‌های فوق سنگین عمدتاً با در نظر گرفتن گسیل خودبخودی ذرات آلفا، ذرات بتا و شکافت خودبخودی بررسی می شود. سنتز عناصر فوق سنگین عمدتاً در سه مکان متفاوت صورت گرفته است:

GSI (آلمان), JINR, در دو بنا (روسیه) و RIKEN در ژاپن. عناصر فوق سنگین با عدد اتمی $Z=107-112$ در GSI دارمشتات^۸ به طور موفقیت آمیزی تولید شدند ایزوتوپ‌های عناصر با عدد اتمی $Z=113-116$ در JINR-FLNR, دو بنا تولید شدند و عناصر با عدد اتمی $Z=110-113$ در RIKEN ژاپن تولید شده‌اند.

ساختار هسته‌های فوق‌سنگین

ساختار عناصر فوق‌سنگین ناشی از برهم‌کنش بین نیروهای قوی و نیروهای الکترومغناطیسی است برخلاف هسته‌های سبک تر، در این نوع هسته‌ها برهم‌کنش کولنی نمی‌تواند تنها به عنوان یک اختلال کوچک در برهم‌کنش قوی هسته‌ای عمل کند که این امر ناشی از تأثیر قابل توجه توزیع‌های پروتونی و نوترونی است. [۳۴]

علت پایداری عناصر سنگین و فوق‌سنگین سوال اساسی و دیرینه در علم هسته‌ای است. از لحاظ نظری معلوم شده است که وجود هسته با عدد اتمی $Z > 102$ به‌طور کامل ناشی از اثرات کوانتومی پوسته است. در واقع در تصویر نیمه کلاسیکی قطره مایع، شکل هسته توسط برهم‌کنش متقابل بین کشش سطحی (متناسب با $A^{1/2}$ است و سعی در ایجاد هسته کروی دارد) و دافعه کولنی (متناسب با $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$ است و سعی در ایجاد هسته تغییر شکل یافته دارد) کنترل می‌شود. زمانی که مقدار $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$ بزرگ است نیروی کولنی بسیار قوی است در نتیجه قطره مایع هسته‌ای در برابر انحراف‌های سطحی ناپایدار می‌شود و هسته به‌طور خودبخودی شکافته می‌شود. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که پایداری هسته‌های فوق‌سنگین تنها ناشی از اثرات پوسته‌ای است. با وجود یک توافق مؤثر با داده‌های تجربی برای سنگین‌ترین عناصر، عدم قطعیت‌های نظری برای پیش‌بینی نواحی ناشناخته‌ی جدول هسته‌ای از روی شواهد و داده‌ها، بزرگ است. به‌طور خاص هیچ توافقی در میان نظریه‌پردازان در مورد مرکز ثبات پوسته‌ای در ناحیه فوق‌سنگین وجود ندارد. از آن‌جا که در این هسته‌ها چگالی تراز تک ذره نسبتاً بزرگ است یک جابجایی کوچک در موقعیت ترازهای تک-ذره (به‌عنوان مثال به علت برهم‌کنش کولنی یا اسپین-مدار) می‌تواند برای تعیین پایداری پوسته‌ی یک هسته بسیار مهم باشد.

هسته‌های تغییر شکل یافته و فوق تغییر شکل یافته

هسته‌ها می‌توانند هر دو شکل کروی و یا تغییر شکل یافته را در حالت پایه‌ی خود داشته باشند. شکل مربوط به دو هسته‌ی شرکت‌کننده در یک برهم‌کنش، روی ارتفاع سد و پتانسیل برهم‌کنش آن‌ها اثر می‌گذارد. ارتفاع سد، اهمیت زیادی برای برهم‌کنش‌های هم‌جوشی و سنتز عناصر فوق‌سنگین دارد. واکنش‌های هسته‌ای که در آنها هسته‌های تغییر شکل یافته شرکت می‌کنند، در بسیاری از موارد برای تولید عناصر فوق‌سنگین در آزمایشگاه‌های سراسر دنیا کاربرد دارند. واکنش‌های زیر سد هم‌جوشی ایزوتوپ‌های به شدت تغییر شکل یافته Mg, Ne, F نقش بسیار مهمی در سوختن ستارگان و کنترل سیر تکاملی آن‌ها دارند. بنابراین مطالعه خواص پتانسیل برهم‌کنشی بین دو هسته تغییر شکل یافته بسیار مهم است. جایی که یک پیکربندی تغییر شکل یافته مورد نظر است نمی‌توان رفتار دورانی سیستم‌های هسته‌ای را نادیده گرفت. هرگاه شکل هسته کشیده تراز آن باشد که بتوان به‌طور تقریبی آن را یک بیضی در نظر گرفت، یعنی نسبت محور بزرگ به محور کوچک به‌طور قابل توجه‌ای بزرگ باشد این هسته به‌عنوان یک هسته با تغییر شکل فوق‌العاده مطرح می‌شود. چنین هسته‌های فوق‌العاده تغییر شکل یافته‌ای می‌توانند تحت شکافت خودبخودی واپاشی کنند. و برخی از هسته‌ها با تغییر شکل فوق‌العاده حتی می‌توانند پایدار باشند. این هسته‌ها یک تغییر شکل محوری متناظر با نسبت محور بزرگ‌تر به محور کوچک‌تر ۱:۲ دارند. هسته‌های پایدار در مقابل این تغییر شکل‌های فوق‌العاده، هسته‌های فوق تغییر شکل یافته نامیده می‌شوند. این هسته‌ها گشتاور چهار قطبی خیلی بزرگی دارند و فرکانس چرخشی آن‌ها فوق‌العاده بزرگ است: برای انرژی $0/6\text{Mev}$ فرکانس چرخشی برابر 1022Hz است از زمانی که (از سال ۱۹۸۵) این موضوع به عنوان دومین کمینه برای سد پتانسیل شکافت کشف شد، تغییر شکل فوق‌العاده زیاد به یک زمینه بسیار فعال تحقیقی، هم در فیزیک هسته‌ای نظری و هم در فیزیک هسته‌ای تجربی، تبدیل شده است. تا به اکنون بیش از ۳۰۰ نوار چرخشی مربوط به چرخش هسته‌های تغییر شکل یافته فوق‌العاده زیاد، مشاهده شده است و در خیلی از نواحی جرم هسته‌ای مطالعه شده است.

شکافت هسته‌ای

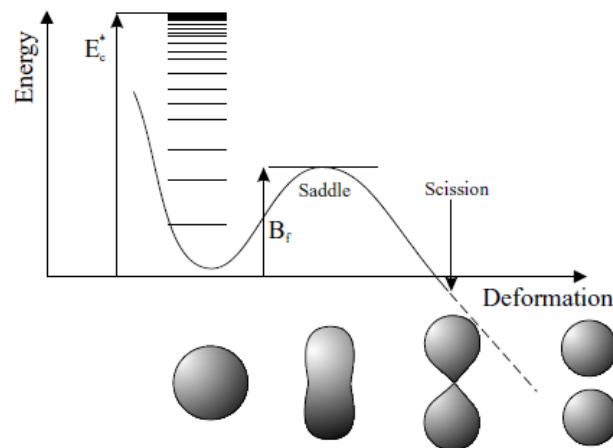
سرآغاز فیزیک هسته‌ای را می‌توان کشف مواد رادیواکتیو توسط بکرل در سال ۱۸۹۶ و ظهور نظریه رادرفورد مبنی بر وجود هسته در اتم در سال ۱۹۱۱ در نظر گرفت. پیشرفت فیزیک هسته‌ای در سال‌های دهه ۱۹۳۰ خیلی با سرعت صورت گرفت.

به دنبال کشف نوترون توسط چادویک در سال ۱۹۳۲ قدم طبیعی بعدی را مطالعه اثرات هسته های مختلف که در معرض پرتوهای نوترونی قرار می گرفتند تشکیل داد. انریکو فرمی و همکارانش در ایتالیا تک تک عناصر شناخته شده تا آن زمان را به ترتیب عدد اتمی شان در جدول تناوبی در معرض پرتوهای نوترونی قرار دادند به این امید که از هر یک از آنها ایزوتوپ های جدیدی به بدست آورند که در این کار هم موفق بودند. فرمی در ماه ژوئن سال ۱۹۳۴ اعلام کرد که برای ۴۱ عنصر از ۶۷ عنصر مطالعه شده، ایزوتوپ های رادیواکتیو ایجاد کرده است.

محاسبات شکافت در مدل قطر مایع

اولین محاسبات گسترده در مورد شکافت هسته ای با استفاده از مدل قطر مایع باردار انجام گرفته است در این محاسبات مسئله عمده تعیین انرژی پتانسیل سطح یعنی انرژی پتانسیل به عنوان تابعی از پارامترهای تغییر شکل است، بویژه در نقطه ی زینی که انرژی فعال سازی برای شکافت را تعیین می کند. یک هسته تغییر شکل یافته تعادلی با جذب انرژی، برانگیخته می شود و به یک پیکربندی که به عنوان پیکر بندی "حالت گذار" یا "نقطه زینی" شناخته شده است، تغییر شکل می یابد. این تغییر شکل باعث کاهش انرژی کولنی هسته (بصورت افزایش فاصله متوسط بین پروتون های هسته) می شود در حالی که انرژی سطحی را (به صورت افزایش سطح هسته) افزایش می دهد. در نقطه ی زینی میزان تغییرات انرژی کولنی و انرژی سطح یکسان است. مرحله تشکیل و واپاشی حالت گذار هسته ای مرحله تعیین نرخ فرایند شکافت است که متناظر با عبور از سد انرژی فعال سازی واکنش است. اگر تغییر شکل هسته فراتر از پیکر بندی نقطه ی برش باشد هسته به طور حتم شکافته می شود. هنگامی که این اتفاق می افتد در یک مدت زمان بسیار کوتاه، گردن تشکیل شده بین پاره های در حال پیدایش از بین می رود و هسته به دو پاره در نقطه ی برش تقسیم می شود. در نقطه ی برش دو پاره تغییر شکل یافته و باردار در تماس با یکدیگر هستند در نتیجه دافعه کولنی بین آنها باعث می شود که دو پاره در مدت زمان کوتاهی در حدود 10^{-20} S و یک انرژی در حدود 90% انرژی جنبشی نهایی شان شتاب پیدا کنند. [37] دو پاره ی شتاب دار در حالی که از هم دور می شوند به صورت کروی منقبض می شوند و انرژی پتانسیل تغییر شکل خود را به انرژی برانگیختگی درونی تبدیل می کنند، یعنی داغ می شوند.

پاره های شکافت این انرژی را از طریق گسیل نوترون های آنی در لحظه ی وقوع شکافت (در خلال 10^{-14} ثانیه) از خود دور می کنند. تعداد نوترون های آنی گسیل شده در هر رویداد شکافت معین متناسب با ماهیت پاره های شکافت، تغییر می کند و مستقل از هسته ای است که شکافته می شود. میانگین تعداد نوترون های آنی (ν) مشخصه فرایند شکافت مورد نظر است. پاره های غنی از نوترون در یک مقیاس زمانی دیگر، ذرات β گسیل می کنند و به دنبال واپاشی بتازای اولیه، هسته ی دختر در حالت به شدت برانگیخته قرار می گیرد که اتفاقا انرژی آن از انرژی جدایی نوترون بیشتر است و این هسته با گسیل نوترون های تاخیری به ایزوتوپ پایدارتری تبدیل می شود. زمان تاخیر نوترون های تاخیری نسبت به نوترون های آنی حاصل از شکافت، به مشخصه طول عمر میانگین پاره ی تازه پیدایش شده ی شکافت، بستگی دارد. [37]



۳۶- شکل ۲ انرژی پتانسیل در طی فرآیند شکافت به عنوان تابعی از تغییر شکل

همانطور که در شکل (۲) دیده می شود فرایند شکافت را باید در دو مرحله: صعود به نقطه ی زینی و عبور از نقطه ی برش، بررسی کرد. احتمال شکافت از طریق عبور از حالت گذار و توزیع انرژی محصولات شکافت، جرم ها و ... در نزدیکی نقطه ی برش تعیین می شود. تغییر شکل های کوچک غیر تعادلی، یعنی کشیدگی های سطح هسته را می توان به صورت زیر پارامتری کرد [64]

$$R(\theta) = R_0(1 + \alpha_2 P_2(\cos \theta)) \quad (2)$$

که در آن α_2 ضریب انحراف چهار قطبی است و با پارامتر تغییر شکل β به صورت $\beta_2 \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{\frac{1}{2}}$ ارتباط دارد. P_2 چند جمله ای

لاگرانژی مرتبه دوم است. برای تغییر شکل های کوچک انرژی های کولنی وسطی بصورت زیر هستند. [37]

$$E_c(\alpha) = \frac{1}{2} \iint \frac{P(\vec{r}_1)P(\vec{r}_2)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 = E_c^{(0)} \left(1 - \frac{1}{5} \alpha^2 - \frac{4}{105} \alpha^3 + \dots\right) \quad (3)$$

$$E_s(\alpha) = E_s^{(0)} S(\alpha) = E_s^{(0)} \int ds = E_s^{(0)} \left(1 + \frac{2}{5} \alpha^2 - \frac{4}{105} \alpha^3 + \dots\right) \quad (4)$$

به ترتیب انرژی های سطحی و کولنی مربوط به قطره کروی و تغییر شکل نیافته هستند. بنابراین انرژی بستگی هسته به صورت تابعی از تغییر شکل در تقریب اول به صورت زیر است.

$$B_E(\alpha) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} \left(1 + \frac{2}{5} \alpha^2 - \frac{4}{105} \alpha^3 + \dots\right) - a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} \left(1 - \frac{1}{5} \alpha^2 - \frac{4}{105} \alpha^3 + \dots\right) \quad (5)$$

انرژی تغییر شکل به صورت تفاوت انرژی بستگی هسته کروی و هسته تغییر شکل یافته با همان حجم و چگالی نوشته می شود

$$\Delta E = B(0) - B(\alpha) = \frac{\alpha^2}{5} \left(a_c Z^2 A^{-\frac{1}{3}} - 2a_s A^{\frac{2}{3}}\right) = \frac{\alpha^2}{5} \left(E_c^{(0)} - 2E_s^{(0)}\right) \quad (6)$$

زمانی که تغییرات در انرژی های سطحی و کولنی یکسان است هسته به طور خود به خودی نسبت به شکافت ناپایدار می شود. که در این حالت نسبت دو انرژی برابر واحد است $\chi = \frac{E_c^{(0)}}{2E_s^{(0)}} = 1$ بنابراین می توان توانایی یک هسته برای شکافت خود به خودی را به صورت یک پارامتر عددی χ که همان نسبت انرژی ها است بیان کرد.

$$\chi = \frac{E_c^{(0)}}{2E_s^{(0)}} \quad (7)$$

با نوشتن انرژی های سطحی و کولنی کره باردار یکنواخت به صورت زیر می توانیم معادله ی χ را پارامتر بندی کنیم:

$$E_c^{(0)} = \frac{3}{5} \frac{z(z-1)e^2}{R_0 A^{\frac{1}{3}}} \equiv \left(a_c \frac{z^2}{A^{\frac{1}{3}}}\right) \quad (8)$$

که ضریب کولنی در آن بصورت $a_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{R_0}$ است.

$$E_s^{(0)} = 4\pi R_0^2 S A^{\frac{2}{3}} \equiv \left(a_s A^{\frac{2}{3}}\right) \quad (9)$$

S کشش سطحی در هر واحد فضایی است و ضریب انرژی سطحی برابر با $a_s = 4\pi R_0^2 S$ است.

$$\chi = \left(\frac{a_c}{2a_s}\right) \left(\frac{z^2}{A}\right) = \left(\frac{z^2}{A}\right) / \left(\frac{z^2}{A}\right)_{\text{بحرانی}} \quad (10)$$

در رابطه فوق نسبت ضرایب $\left(\frac{a_c}{2a_s}\right)$ به صورت $\left(\frac{z^2}{A}\right)_{\text{بحرانی}}$ بیان شده است. بررسی های صورت گرفته در اندازه گیری قابلیت هسته ها برای شکافت خود بخودی نشان می دهد که پارامتر $\left(\frac{z^2}{A}\right)_{\text{بحرانی}}$ برای تمامی هسته ها ثابت و یکسان نیست و به دلیل وجود عدم تقارن ایزوپسین مقدار این پارامتر از هسته ای به هسته ی دیگر، اندکی متفاوت است [54]

$$\left(\frac{z^2}{A}\right)_{\text{بحرانی}} = 50/883 \left[1 - 1/7826 \left(\frac{(N-Z)}{A}\right)^2 \right] \quad (11)$$

دو پارامتر توصیف شده $\left(\frac{z^2}{A}\right)_{\text{بحرانی}}$ و χ امکان پیش بینی میزان توانایی یک هسته برای شکافت خود بخودی را فراهم می کنند. هسته هایی که توانایی زیادی برای شکافته شدن دارند مقدار عددی پارامتر $\left(\frac{z^2}{A}\right)_{\text{بحرانی}}$ در آنها برابر $36/97$ است و برای هسته ها با قابلیت شکافت کمتر این مقدار برابر با $32/96$ است. با توجه به اینکه پارامتر $\left(\frac{z^2}{A}\right)_{\text{بحرانی}}$ نسبت دو ثابت تجربی وابسته به نیروهای کولنی (متناسب با $\left(\frac{z^2}{A^{1/3}}\right)$) و کشش سطحی (متناسب با $A^{1/3}$) است و این نکته که سنگین ترین هسته های جدول تناوبی به طور خود به خودی شکافته می شوند به نظر می رسد که برای اندازه جدول تناوبی حدی وجود دارد. یعنی در مقیاس زمان هسته ای، برای هسته های واقع در ورای یک مقدار بحرانی عدد اتمی Z ، شکافت فوری اتفاق می افتد. با باز آرایبی معادله ی $\frac{E_c^{(0)}}{2E_s^{(0)}} = 1$ مقدار حدی عدد اتمی Z را می توان پیدا کرد

$$Z_{\text{حدی}}^2 = 2\left(\frac{a_s}{a_c}\right)A_{\text{حدی}} \quad (12)$$

اگر نسبت نوترون به پروتون را در هسته های سنگین برابر $1/5$ در نظر بگیریم نگاه مقدار $\left(\frac{a_s}{a_c}\right)$ 5 برای $Z_{\text{حدی}}$ بدست می آید. بنابراین کران بالای جدول تناوبی به صورت نسبت دو ثابت وابسته به قدرت نیروهای هسته ای و کولنی داده می شود. از آنجا بی که نسبت $\left(\frac{a_s}{a_c}\right)$ در حدود ۲۰ تا ۲۵ است انتظار داریم در حدود ۱۰۰ تا ۱۲۵ عنصر شیمیایی وجود داشته باشد. برای تمام هسته های پایدار مقدار پارامتر χ باید کمتر از ۱ باشد. در این صورت مجموع انرژی تغییر شکل برای هسته ی تحت شکافت مطابق رابطه ی $\frac{1}{5}\alpha_2^2(E_c^{(0)} - 2E_s^{(0)})$ افزایش پیدا خواهد کرد. این افزایش انرژی پتانسیل برای هسته ی تغییر شکل یافته در جهت شکافت به صورت یک سد انرژی فعال سازی برای واکنش ظاهر میشود. در نهایت اگر محصولات تغییر شکل یافته ی شکافت تشکیل شوند و به اندازه کافی از هم دور باشند، کاهش انرژی کولنی بر افزایش انرژی سطحی غلبه خواهد کرد و در نتیجه انرژی تغییر شکل کاهش پیدا خواهد کرد.

سد شکافت محاسبه شده برای ایزوتوپ ^{238}U در مدل قطر مایع برابر با $8/4\text{Mev}$ است که با استفاده از هم ارزشی این مقدار با رابطه ی $\frac{1}{5}\alpha_2^2(E_c^{(0)} - 2E_s^{(0)})$ و مقادیر محاسبه شده ی $983\text{ Mev}E_c^{(0)}$ و $695\text{ Mev}E_s^{(0)}$ برای ایزوتوپ ^{238}U پارامتر چهار قطبی α_2 برابر با $0/243$ محاسبه می شود در این صورت مقادیر $4/14\text{Mev}$ و $6/11\text{Mev}$ به ترتیب برای تغییرات انرژی سطحی $(\Delta E_s^{(0)})$ و تغییرات انرژی کولنی $(\Delta E_c^{(0)})$ بدست می آید. بنابراین می توان دید که ارتفاع سدهای شکافت به صورت اختلاف های کوچک بین دو مقدار بزرگ محاسبه می شود. مدل قطره مایع تعمیم یافته

تحقیقات اخیر نشان می دهد که ارتفاع، موقعیت و پهنای سد پتانسیل، مولفه های اصلی برای فرایندهای شکافت و هم جوشی هستند بنابراین به منظور فراهم کردن پیش بینی های منطقی، استنتاج سد پتانسیل از طریق یک مدل به جای تنظیم کردن و یا وارد کردن پارامترها، دارای اهمیت زیادی است. مدل قطره مایع تعمیم یافته یکی از موفق ترین مدل های ماکروسکوپی است [85] این مدل قادر به توصیف هر دو فرایند شکافت و همجوشی از طریق مکانیزم تغییر شکل شبه مولکولی است که

شامل اثر نیروی همسایگی، عدم تقارن جرم و یک شعاع دقیق هسته ای است که از این طریق سد پتانسیل به طور واقع بینانه ای بدست می آید. در مطالعات اولیه شکافت، محققین فرض می کردند که نیروی خالص کولنی و نیروی کشش سطحی به طور کامل تغییر شکل هسته ای را کنترل می کنند و به منظور توصیف سیر تکاملی اشکال هسته ای، شعاع هسته ای را توسط چند جمله ای های لژاندر برای رسیدن به اشکال کشیده و پیکربندهای تک بدنه که از طریق آنها خواص جمعی فرایند شکافت توصیف می شد بسط می دادند. اما این توصیفات از شعاع تغییر شکل یافته در باز تولید و توصیف گردن های عمیق و نازک اشکال تغییر شکل یافته هسته ای در فرایندهای شکافت و همجوشی شکست خورده است. از سوی دیگر انرژی سطحی E_s تنها اثر نیروی کشش سطحی را محاسبه می کند و شامل نیروهای جاذبه هسته ای بین سطوح متقابل در ناحیه گردن در اشکال به هم پیوسته تک بدنه و یا در شکافت ایجاد شده در اشکال دو بدنه نیست. انرژی همسایگی باعث می شود که سد شکافت چندین MeV کاهش پیدا کند و موقعیت قله ی سد به سمت جلو که متناظر با دو پاره ی جدا شده در یک تعادل ناپایدار است، پیش رود که این تعادل از طریق توازن بین نیروی جاذبه همسایگی هسته ای و نیروی دافعه ی کولنی در مدل قطره مایع حاصل می شود.

نتیجه گیری

نیم عمر شکافت خودبخودی هسته ها از ^{232}U تا ^{283}FL به طور سیستماتیک و با استفاده از مدل قطره مایع تعمیم یافته و در نظر گرفتن تصحیحات میکروسکوپی و انرژی جفت شدگی توسط شیائو جون بائو و همکارانش در سال ۲۰۱۳ محاسبه شد و نتایج گزارش شده در جدولی همانند جدول (۱-۳) فهرست بندی شد. ستون های اول و چهارم، هسته ها با قابلیت شکافت خودبخودی را نشان می دهند و نیم عمرهای شکافت خودبخودی تجربی و نظری در ستون های دیگر مقایسه شده اند. زمانی که عدد نوکلئونی از $A=232$ تا $A=286$ تغییر می کند نیم عمرهای شکافت خودبخودی در یک بازه ی به شدت گسترده ی زمانی از 10^{26} ثانیه تا 10^{-3} ثانیه تغییر می کنند. برای یک تغییر عدد نوکلئونی کمتر از ۶۰، دامنه ی تغییرات نیم عمرهای شکافت خودبخودی بیشتر از 10^{29} است که این نشان دهنده حساسیت فوق العاده زیاد نیم عمرها به تعداد نوکلئون ها است. بنابراین باز تولید داده های تجربی با دقت بالا، کار بسیار دشواری است.

با این حال نیم عمرهای شکافت خودبخودی نظری با نتایج تجربی توافق خوبی دارند. از بین ۴۷ هسته، نیم عمرهای تجربی ۳۷ هسته را می توان با انحرافی در حد یک ضریب 10^2 باز تولید کرد. تنها برای هفت هسته، انحراف ها بین نیم عمرهای نظری و نتایج تجربی بیشتر از 10^3 است. لگاریتم میانگین انحراف ها برای شکافت خودبخودی ۴۷ هسته به صورت زیر است:

$$S = \frac{\sum_{i=1}^{47} \left[\log_{10} \left(T_{1/2}(\text{Cal.})(i) \right) - \log_{10} \left(T_{1/2}(\text{exp.})(i) \right) \right]}{47} = 1/61 \quad (13)$$

به این معنی است که میانگین انحراف بین نیم عمرهای شکافت خودبخودی محاسبه شده و نیمه عمرهای شکافت خودبخودی اندازه گیری شده به طور تجربی کمتر از 10^2 مرتبه است. این سطح از توافق بسیار رضایت بخش است زیرا فرآیند شکافت خودبخودی پیچیده ترین مد واپاشی است. مقدار مطلق $\log_{10} \left(\frac{T_{1/2}(\text{cal.})}{T_{1/2}(\text{exp.})} \right)$ به طور کلی کمتر از ضریب ۲ است به

این معنی که نیم عمرهای شکافت خودبخودی تجربی به خوبی باز تولید شده اند. در اینجا انحراف معنی دار بین محاسبات نظری و داده های تجربی تنها در هفت هسته وجود دارد. $^{252}\text{No} - ^{250}\text{Cf} - ^{248}\text{Cm} - ^{258}\text{Rf} - ^{256}\text{Rf} - ^{240}\text{Pu} - ^{264}\text{Hs}$. انحراف ها برای نیمه عمرهای این هفت هسته به صورت $10^4 - 10^4 - 10^5 - 10^3 - 10^4 - 10^5$ است، این هسته ها را می توان در سه دسته تقسیم بندی کرد. دسته اول شامل هسته های $^{256}\text{Rf} - ^{248}\text{Cm} - ^{250}\text{Cf} - ^{252}\text{No}$ است، دسته دوم تنها شامل هسته ی ^{258}Rf است و هسته های $^{240}\text{Pu} - ^{264}\text{Hs}$ دسته سوم را تشکیل میدهند. اعداد نوترونی مربوط به ایزوتوپ های دسته اول و دوم نزدیک به عدد $N=152$ هستند. انحراف از عدد نوترونی $N=152$ برای ایزوتوپ های $^{250}\text{Cf} - ^{256}\text{Rf} - ^{248}\text{Cm}$ ، اندکی بزرگتر است. چنین انحراف بزرگی به نظر می رسد ناشی از بسته بودن پوسته فرعی جادویی نوترونی بسته شده است. برای اینکه با وضوح بیشتری نشان داده شود که $N=152$ یک پوسته فرعی جادویی نوترونی است، نیم عمرهای

واپاشی آلفا مطابق اثر تونل زنی از میان سد پتانسیلی که در مدل قطره مایع تعمیم یافته تعیین شده است در تقریب WKB محاسبه شده اند. این نیم عمرهای محاسبه شده برای واپاشی آلفا در شکل (۹-۳) در برابر عدد نوترونی ایزوتوپ های زوج-زوج هسته مادر با عدد اتمی در بازه ۹۸ تا ۱۰۸ نمایش داده شده است.

مطابق شکل دیده می شود که دو قله در $N=152$ و $N=162$ ظاهر می شود. براساس آنچه که در مراجع [74] [75] ارائه شده است در فرایندهای گسیل ذره آلفا و خوشه، نیم عمر مربوط به واپاشی هایی که در آنها هسته های دو جادویی دختر ظاهر می شوند دارای یک کمینه است. براساس این نکته شیائو جون باؤ و همکارانش نتیجه گرفتند که قله های واقع در $N=152$ و $N=162$ حضور پوسته بسته شده در این مقادیر را نشان می دهد. این نکته را باید ذکر کرد که پیش از این پژوهشگران وجود پوسته فرعی جادویی بسته شده نوترونی را در $N=152$ و $N=162$ پیش بینی کرده بودند. انحراف برای ^{264}HS به نظر می رسد که وجود یک پوسته بسته ی پروتونی برای $Z=108$ را نشان می دهد.

در مدل ماکروسکوپی - میکروسکوپیکی زیگموندپاتیک^۱ و همکارانش پیش بینی شده است که ایزوتوپ ^{270}HS یک هسته دو جادویی تغییر شکل یافته است [۷۶] اخیرا پوسته های نوترونی در $N=162$ و پوسته های پروتونی در $Z=108$ توسط تعدادی از محققین از طریق مدل قطره مایع توسعه یافته پیش بینی شده است. [۷۷] و این پیش بینی ها توسط آزمایشات پشتیبانی شده است. [۷۸ و ۴۶]

فرایند شکافت خودبخودی یک فرایند بسیار پیچیده با عدم قطعیت های بزرگی است بنابراین پذیرفتن انحرافات اندکی بزرگتر از 10^4 برای تعداد محدودی از هسته ها می تواند قابل قبول باشد. در شکل (۳-۱۰) یک مقایسه انجام شده بین نیم عمرهای شکافت خودبخودی در مدل قطره مایع توسعه یافته از ایزوتوپ ^{250}FM تا ^{262}Sgt با نتایج حاصل از مدل ماکروسکوپی - میکروسکوپی مرجع [۸۰] و همچنین با مقادیر تجربی نمایش داده شده است. مثلث های توپر داده های تجربی، دایره های توپر مقادیر بدست آمده از مدل قطره مایع تعمیم یافته و دایره های تو خالی مقادیر پذیرفته شده توسط مولر و همکارانش در مرجع [۸۰] را نمایش می دهند. در مرجع [۸۰] از مدل تشریحی یوکاوا برای بخش ماکروسکوپی، از پتانسیل تک ذره وود ساکسون و تصحیح پوسته استرانتیسیکی برای بخش میکروسکوپی در مدل ماکروسکوپی - میکروسکوپی استفاده شده است. مقادیر بدست آمده از مدل ماکروسکوپی - میکروسکوپی توسط مولر و همکارانش در مرجع [۸۰] به طور نظام مندی بزرگتر از نتایج تجربی است و همچنین شش مرتبه بزرگتر از نتایج بدست آمده در مدل قطره مایع تعمیم یافته است. به نظر می رسد که این تفاوت ها به طور عمد ناشی از تصحیحات پوسته ای است. در روش توصیف شده توسط شیائو جون باؤ و همکارانش تصحیح پوسته به صورت تعیین یک فاکتور تضعیف در مدل قطره مایع تعریف شده است. با استفاده از این رویکرد، تصحیحات پوسته تنها در نزدیکی حالت پایه هسته مرکب نقش دارد و نه در نقطه زینی. این موضوع به وضوح در مدل تک ذره با تصحیح جفت شدگی [۸۱] [۸۲] هویدا است. در این مدل برای کره های جدا شده، زمانی که خواص نوکلئون های ظرفیت و مداری به شدت تحت تاثیر پتانسیل همسایگی هسته ای مختل می شوند، اثرات پوسته ای به شدت کاهش یافته است. بنابراین، به محض اینکه شکل، شکاف دار می شود به کارگیری تصحیحات استاندارد پوسته ای برای انرژی مدل قطره مایع یک برآورد زیادی از اثرات پوسته ای واقعی است که بخشی از آن توسط نیروهای همسایگی از بین رفته است. با مقایسه نتایج ارائه شده ی نیم عمرهای شکافت خودبخودی با نتایج حاصل از مرجع [۸۰] می توان دید که مقادیر محاسبه شده در مدل شیائو جون باؤ و همکارانش، داده های تجربی را بهتر باز تولید کرده است. مثلث های توپر نیم عمرهای شکافت خودبخودی محاسبه شده در مرجع [۸۴] را نشان می دهند که فرمول پدیده شناسی نیم عمرها در این مرجع به صورت زیر داده شده است.

¹ zygmuntpatyk

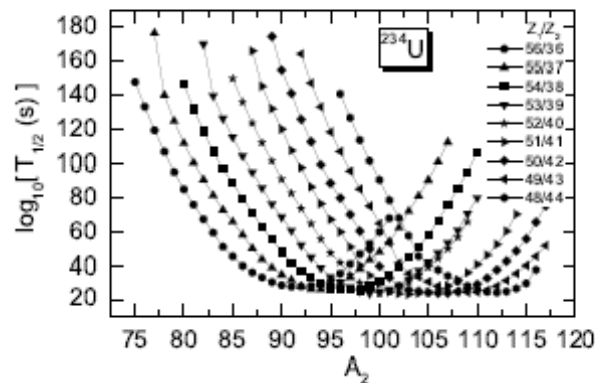
$$\log_{10} \left(T_{1/2} / \text{yr} \right) = 218 + C_1 \frac{(Z - 90 - \nu)}{A} + C_2 \frac{(Z - 90 - \nu)^2}{A} + C_3 \frac{(Z - 90 - \nu)^3}{A} + C_4 \frac{(Z - 90 - \nu)(N - Z - 52)^2}{A} \quad (14)$$

$$C_1 = -548/825021 \quad C_2 = -5/359139 \quad C_3 = 0/767379 \quad C_4 = -4/282220$$

عبارت ارشدیت برای شکافت خودبخودی هسته زوج - زوج $\nu = 0$ است و برای شکافت خود بخودی هسته A فرد و هسته فرد - فرد $\nu = 2$ است. مقدار ν اثر مسدود کنندگی نوکلئون جفت نشده روی گذار بسیاری از جفت های نوکلئونی در طی فرایند شکافت را نشان می دهد. توافق بین نیم عمرهای تجربی و محاسبه شده به طور کلی به جز چند مورد، خوب است (259RF - 255DB) از آنجایی که محاسبه ارائه شده در مدل قطره مایع تعمیم یافته به خوبی با نتایج تجربی در توافق است این محاسبات برای فراهم نمودن برخی پیش بینی های نیم عمرهای شکافت خودبخودی بسط داده شده اند. که این پیش بینی ها برای آزمایشات بعدی در جهت سنتر و آشکارسازی هسته های فوق سنگین جدید مفید هستند.

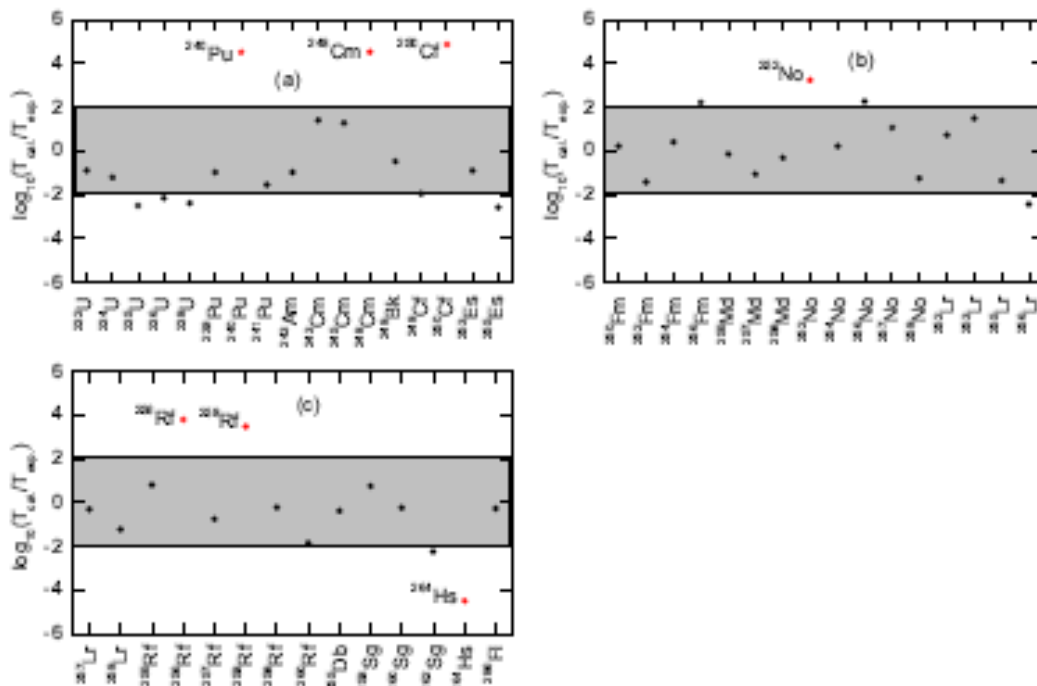
پیش بینی های انجام شده برای زنجیره ایزوتوپی $Z=114-120$ در جدول (۲) گزارش شده است. برای برخی از هسته های فوق سنگین نیم عمر شکافت خودبخودی به اندازه کافی بلند است که بتوان آنها را با استفاده از آزمایشات کنونی اندازه گیری کرد. براساس مدل ارائه شده توسط شیائو جیون لی، روبرو^۳ و جانکیونگ لی^۴ در سال ۲۰۰۳ فرایند شکافت خودبخودی با استفاده از اشکال شبه مولکولی و در مدل قطره مایع تعمیم یافته و با در نظر گرفتن تصحیحات میکروسکوپی پوسته و تصحیحات پدیده شناسی جفت شدگی بررسی شده است.

همچنین یک محاسبه سیستماتیک درباره نیم عمر شکافت خودبخودی برای هسته های سنگین و فوق سنگین با عدد پروتونی $Z \geq 92$ انجام شده است و نیم عمرهای تجربی به اندازه ی یک ضریب 10^2 باز تولید شده است. این سطح از توافقات بدست آمده بسیار رضایت بخش است. زیرا شکافت خودبخودی بسیار پیچیده تر از سایر مدهای واپاشی مانند خوشه رادیواکتیو و واپاشی آلفا است. همچنین آنها توانستند نیم عمر شکافت خودبخودی ایزوتوپ های را پیش بینی کنند که این پیش بینی ها ممکن است به تمایز بین تمام آزمایشات احتمالی در آینده کمک کند.

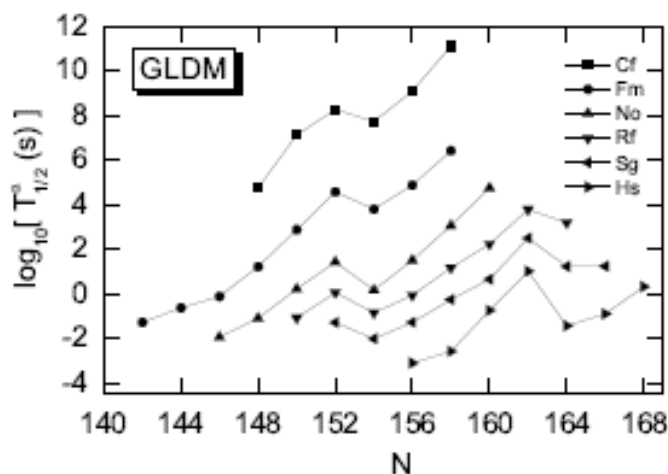


۳۷- شکل ۳ نیم عمر های محاسبه شده برای ^{234}U به صورت تابعی از عدد جرمی یکی از هسته های دختر. هر یک از منحنی های سهمی وار نیم عمر ترکیب های مختلف Z_1 و Z_2 را نمایش می دهد که Z_1 و Z_2 اعداد پروتونی دو پاره شکافت برای شکافت خودبخودی ^{234}U هستند. [93]

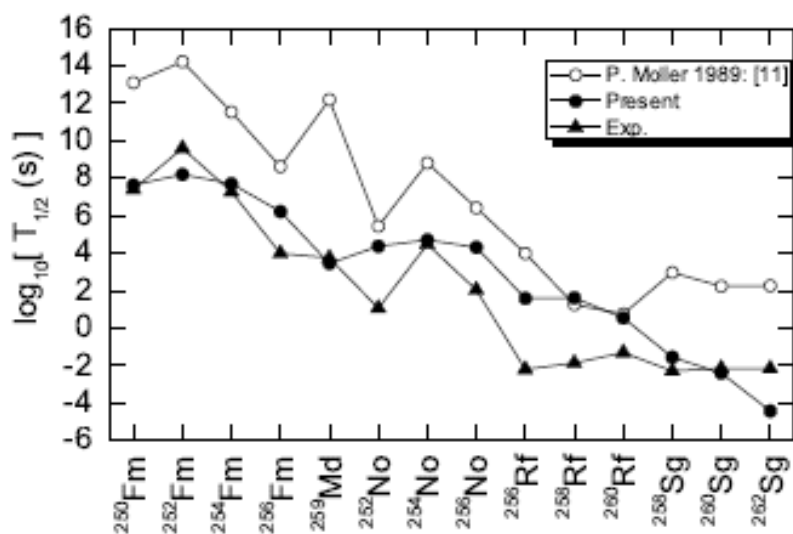
1	XiaoJunBao	1
1	ZhangHangfai	2
1	GRoyer	3
1	JunqingLi	4



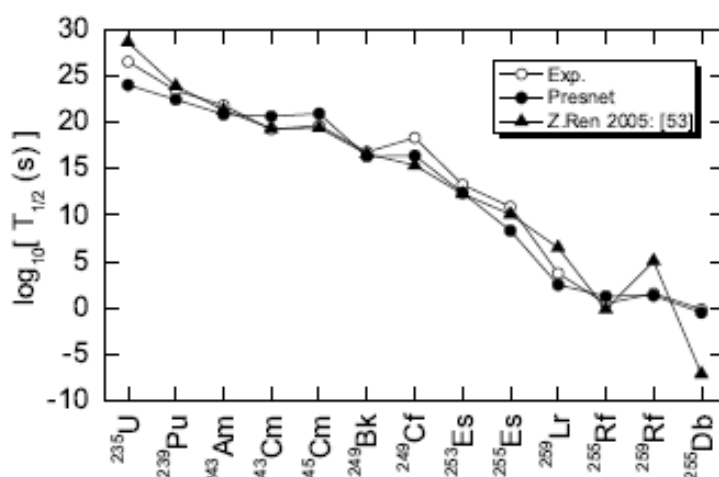
۳۸- شکل ۴ انحرافات بین لگاریتم های نیم عمرهای محاسبه شده و مقادیر تجربی برای شکافت خودبخودی هسته های مادر مختلف [93]



۳۹- شکل ۵ نیم عمرهای نظری بر حسب عدد نوترونی N برای هسته های آلفا گسیل با نیم عمرهای نظری بر حسب عدد نوترونی N برای هسته های مادر مختلف با Z=98 تا Z=108 که ذرات آلفا ساطع می کنند. [93]



۴۰- شکل ۶ مقایسه لگاریتم نیم عمرهای شکافت خودبخودی محاسبه شده در مدل قطره مایع تعمیم یافته توسط شیائو جون و همکارانش ارائه شده توسط مولر و همکارانش [80] و داده های تجربی



۴۱- شکل ۷ مقایسه لگاریتم نیم عمرهای شکافت خودبخودی محاسبه شده در مدل قطره مایع تعمیم یافته توسط شیائوجون و همکارانش با مقادیر ارائه شده توسط رن و همکارانش [۸۳] و داده های تجربی

۴۲- جدول ۱ مقایسه بین نیم عمرهای شکافت خودبخودی تجربی و نظری هسته های سنگین و فوق سنگین (برحسب ثانیه) [۹۳]

unit is seconds) of heavy and super-heavy nuclei.

Nucleus	$T_{1/2}(\text{exp.})$	$T_{1/2}(\text{the.})$	Nucleus	$T_{1/2}(\text{exp.})$	$T_{1/2}(\text{the.})$
$^{232}_{92}\text{U}$	2.5×10^{21}	3.3×10^{20}	$^{252}_{102}\text{No}$	1.2×10^1	2.2×10^4
$^{234}_{92}\text{U}$	4.7×10^{23}	2.9×10^{22}	$^{254}_{102}\text{No}$	3.0×10^4	5.1×10^4
$^{235}_{92}\text{U}$	3.1×10^{26}	1.0×10^{24}	$^{256}_{102}\text{No}$	1.1×10^2	2.1×10^4
$^{236}_{92}\text{U}$	7.8×10^{23}	5.5×10^{21}	$^{257}_{102}\text{No}$	1.7×10^3	2.0×10^4
$^{238}_{92}\text{U}$	2.6×10^{23}	1.1×10^{21}	$^{259}_{102}\text{No}$	3.5×10^4	2.0×10^3
$^{239}_{94}\text{Pu}$	2.5×10^{23}	2.7×10^{22}	$^{262}_{103}\text{Lr}$	3.6×10^1	2.0×10^2
$^{240}_{94}\text{Pu}$	1.5×10^{18}	5.1×10^{22}	$^{263}_{103}\text{Lr}$	2.9×10^1	9.2×10^2
$^{241}_{94}\text{Pu}$	2.3×10^{24}	6.6×10^{22}	$^{265}_{103}\text{Lr}$	2.2×10^4	1.0×10^3
$^{243}_{95}\text{Am}$	6.3×10^{21}	6.9×10^{20}	$^{266}_{103}\text{Lr}$	9.0×10^5	3.3×10^3
$^{243}_{96}\text{Cm}$	1.7×10^{19}	4.4×10^{20}	$^{267}_{103}\text{Lr}$	2.2×10^3	1.1×10^3
$^{245}_{96}\text{Cm}$	4.4×10^{19}	8.6×10^{20}	$^{269}_{103}\text{Lr}$	5.8×10^3	3.4×10^2
$^{248}_{96}\text{Cm}$	1.3×10^{14}	4.6×10^{18}	$^{265}_{104}\text{Rf}$	3.2×10^0	2.1×10^1
$^{249}_{97}\text{Bk}$	6.1×10^{16}	2.1×10^{16}	$^{266}_{104}\text{Rf}$	6.4×10^{-3}	4.0×10^1
$^{249}_{98}\text{Cf}$	2.2×10^{18}	2.5×10^{16}	$^{267}_{104}\text{Rf}$	3.9×10^2	8.7×10^1
$^{250}_{98}\text{Cf}$	5.2×10^{11}	4.1×10^{16}	$^{268}_{104}\text{Rf}$	1.4×10^{-2}	4.2×10^1
$^{253}_{99}\text{Es}$	2.0×10^{13}	2.6×10^{12}	$^{269}_{104}\text{Rf}$	4.0×10^1	2.4×10^1
$^{255}_{99}\text{Es}$	8.4×10^{10}	2.3×10^8	$^{260}_{104}\text{Rf}$	5.1×10^{-2}	3.6×10^0
$^{260}_{100}\text{Fm}$	2.6×10^7	4.5×10^7	$^{265}_{105}\text{Db}$	8.0×10^{-1}	3.5×10^{-1}
$^{262}_{100}\text{Fm}$	4.0×10^0	1.6×10^8	$^{268}_{106}\text{Sg}$	5.2×10^{-3}	2.9×10^{-2}
$^{264}_{100}\text{Fm}$	1.9×10^7	5.2×10^7	$^{260}_{106}\text{Sg}$	7.2×10^{-3}	4.1×10^{-3}
$^{266}_{100}\text{Fm}$	1.0×10^4	1.7×10^8	$^{262}_{106}\text{Sg}$	7.0×10^{-3}	3.9×10^{-5}
$^{268}_{101}\text{Md}$	1.1×10^6	8.4×10^5	$^{264}_{106}\text{Hs}$	1.6×10^{-3}	5.1×10^{-8}
$^{267}_{101}\text{Md}$	2.0×10^6	1.8×10^5	$^{266}_{114}\text{Fl}$	1.3×10^{-1}	6.9×10^{-2}
$^{269}_{101}\text{Md}$	5.8×10^3	2.9×10^3			

۴۳- جدول ۲ نیم عمرهای پیش بینی شده برای شکافت خودبخودی هسته های زوج - زوج زنجیره ایزوتوپی ۱۲۰-۱۱۴=Z (بر حسب ثانیه)[93]

Table 2: Predicted half-lives (the unit is seconds) of spontaneous fission of even-even nuclei on Z=114-120 isotopic chain.

Nucleus	$T_{1/2}(\text{cal.})$	Nucleus	$T_{1/2}(\text{cal.})$	Nucleus	$T_{1/2}(\text{cal.})$	Nucleus	$T_{1/2}(\text{cal.})$
^{260}Fl	2.2×10^{-3}	^{262}Fl	2.0×10^{-1}	^{264}Fl	1.2×10^{-1}	^{268}Fl	1.1×10^0
^{260}Fl	2.3×10^1	^{262}Fl	6.9×10^7	^{264}Fl	3.6×10^3	^{268}Fl	3.3×10^8
^{300}Fl	2.6×10^{-1}	^{268}Lv	1.4×10^{-5}	^{268}Lv	2.0×10^{-5}	^{290}Lv	2.5×10^{-3}
^{262}Lv	5.5×10^0	^{264}Lv	1.1×10^5	^{266}Lv	2.7×10^5	^{268}Lv	8.8×10^1
^{300}Lv	1.1×10^4	^{302}Lv	2.6×10^{-5}	$^{262}\text{118}$	1.4×10^{-4}	$^{264}\text{118}$	2.2×10^{-1}
$^{266}\text{118}$	3.9×10^3	$^{268}\text{118}$	1.4×10^2	$^{300}\text{118}$	2.8×10^1	$^{302}\text{118}$	6.9×10^1
$^{264}\text{120}$	6.3×10^{-5}	$^{266}\text{116}$	8.6×10^{-2}	$^{268}\text{120}$	1.1×10^1	$^{300}\text{120}$	1.0×10^1
$^{302}\text{120}$	2.3×10^1	$^{304}\text{120}$	3.1×10^1	$^{306}\text{120}$	3.0×10^{-8}		

- [1] W. J. Swiatecki, Phys. Rev. 100 (1955) 937.
- [2] V.M, Strutinsky, Nucl, Phys. A 95 (1967) 420.
- [3] V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A 122 (1968) 1.
- [4] www.Scottaronson.Com/Prog/papers/npcomplete. Pdf.
- [5] S.Shlomo, Rep. Prog. Phys., Vol. 41, 1978.
- [6] http://courses.chem.indiana.edu/c460/documents/SEC8LD,Model_OOO.pdf.
- [7] P. Danielewicz et al., Nucl. Phys. A 818, 36 (2009).
- [8] J. Mendoza-Temis, J. G. Hirsch, and A. P. Zuker, ar Xiv: 0912.088v1.
- [9] G. Audi, A. H. Wapstra and G. Thibault, Nucl. Phys. A 729, 337 (2003).
- [10] S. K. Samaddar, J. N. De, X. Vinas, and M. Centelles, Phys. Rev. C 76, 041602 (R) (2007).
- [11] G. Royer, Roman. Rep. Phys. 59, 625 (2007).
- [12] W. Satula et al., Phys. Lett. B 407, 103 (1997).
- [13] W. D. Myers and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A 612, 249 (1997).
- [14] http://th.physik.uni-frankfurt.de/~svogel/Lecture_ws_2011_12/Slides_bratkovskaya_2.pdf.
- [15] Statistical mechanics/R. K. Pathria.
- [16] K. Heyde, The Nuclear Shell Model (Springer_ Verlag Berlin Heidelberg, 1994).
- [17] W. Greiner, J. A. Maruhn, Nuclear Models, Springer, Berlin, Hidelberg, (1996).
- [18] S. Wiggins, Global Bifurcations and Chaos. Analytical Methods, Springer_ Verlag, New York, (1988).
- [19] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing, Cambridge University Pres, (1992), available at <http://www.nr.com>.
- [20] K. S. Krane, Introductory Nulear Physics (Wiley, 1988).
- [21] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Scherifer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- [22] B. R. Mottelson and J. G. Valatin, Phys. Rev. Lett. 5, 511 (1960).
- [23] A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure (Benjamin,London, 1975).
- [24] M. R. Meder and J. E. Purcell, Phys. Rev. C 10, 84 (1974).
- [25] D. Lunnery, J. M. Pearson, and G. Thibault, Recent trends in the determination of nuclear masses, Rev. Mod. Phys. 75 (2003) 1021.
- [26] C. Gaspard, M. Donszelmann, and Ph. Charpentier, DIM, a Portable, Light Weight Package for Information Publishing, Data Transferand Inter-Process Communication, International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Phisics (2000) <http://www.cern.Ch/dim>.
- [27] A. H. Wapstra, Physica 21 (1955), 367, 385.
- [28] M. Nomoto, Progress at Theoretical Physics, Vol. 18, No. 5, (1957).
- [29] S. G. Nilsson et al., Nucl. Instr. And Meth. A 236, 95 (1985).
- [30] Nuclear Data Sheets, 15, NO., 2, VI, (1975).
- [31] J. Tauren, and R. B. Firestone, LBNL Isotopies Project- [www.Table of Nuclear Structure](http://www.Table_of_Nuclear_Structure), [http://ie.Lbl.Gov/toi.html\(2009\)](http://ie.Lbl.Gov/toi.html(2009))
- [32] N. Bohr and J. A. Weeler, Phys. Rev. 56 (1939) 426.
- [33] http://shodhaganga.inflibnet.ac.in/bitstream/10603/2528/7/07_%202.pdf.
- [34] S.C'wiok et al., Nucl. Phys. A 611 (1996) 211.
- [35] M. Bender, W. Nazarewicz, and P. G. Reinhard, Phys. Lett. B 515 (2001) 42.

- [36] Glendenning, N. K. (2004). Direct Nuclear Reactions. River Edge, N J, World Scientific Publishing CO.
- [37] Introductory Nuclear Physics/ Kenneth S. Krane, John Wiley and Sons, 1988.
- [38] A. Vakushev, Habilitation thesis (2009).
- [39] M. G. Itkis, Y. T. Oganessian, and V. I. Zagrebaev, Fission barriers of super heavy nuclei. Phys. Rev. C, 65 (4): 044602, March 2002.
- [40] M. Itkis et al., Fusion-fission of super heavy nuclei. Journal of Nuclear and Radiochemical Sciences, 3 (1): 5767, 2002.
- [41] G. Gamov, Z. Phys. 51, 204 (1928).
- [42] E. U. Condon and R. W. Gurney, Nature (London) 122, 439 (1928).
- [43] S. Hofman and G. Munzenberg. Revmod. Phys. 75 (2000).
- [44] S. Hofman et al, Eur. Phys. J. A!4 (202) 1470.
- [45] Sobicze WSKi A et al 1989 Phys. Lett. B224.
- [46] Gupta M., Burrows T. W. Nuclear Data Sheets for A=226.
- [47] D. N. Poenaru, M. Ivascu, A. Sandulescu, and W. Greiner, Phys. Rev. C 32, 572 (1985).
- [48] Matthew A. Quinn, "Beta decay half_Lives of Neutron rich isotopes in the Germanium_Bromine region", A dissertation for the Degree of Doctor of Philosophy, Notre Dame University (2010).
- [49] V. I. Zagrebaev, M. G. Itkis and Y. T. Oganessian (2003). "fusion fission Dynamics and Perspectives of Future Experiments". Physics of Atomic Nuclei 66 (6): 1033.
- [50] The History of Nuclear Energy /U. S. Department of Energy Office of Nuclear Energy, Science and Technology Washington, D. C. 20585.
- [51] G. N. Flerov and K. A. Petrzhak. Rev. 58 (1940) 89.
- [52] W. J. Swiatecki Phys Rev 100 (1955) 937.
- [53] J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiatecki and C. F. Tsang, Annals of Phys 105, 427-462.
- [54] http://www.springer.com/cda/content/document/cda_downloaddocument/9783642374654-C2.pdf?SGWID.
- [55] G. T. Seaborg, Phys. Rev. 85, 157 (1952).
- [56] W. J. Whitehouse and W. Galbraith, Nature 169, 494 (1952).
- [57] Ghiorso, Higgins, Larsh, Seaborg and Thompson, Phys, Rev 87, 163 (1952).
- [58] M. H. Studier and A. Hirsch (Private communication).
- [59] S. Flugge, Z. Physik 121, 294 (1943).
- [60] L. Turner, Revs. Modern Phys. 17, 292 (1945).
- [61] E. Segre, Phys. Rev. 86, 21 (1952).
- [62] S. Frankel and N. Metropolis, Phys. Rev. 72, 914 (1947).
- [63] Kock, McElhinney, and Gasteiger, Phys. Rev. 77, 319 (1950).
- [64] <http://www2.yakawa.kyoto-u.ac.jp/~Lunch.Seminar/Files/12606-Lchikawa.pdf>.
- [65] Janathan M. Mueller. "Prompt Neutron Polarization Asymmetries in Photo fission of Isotopes of Thorium, Uranium, Neptunium, and Plutonium." Dissertation for the Degree of Doctor of Philosophy, The Department of Physics in the Graduate School of Duke University (2013).
- [66] G. Royer, B. Remaud, J. Phys. G: Nucl, Phys. 8 (1982) L 159-L 164.
- [67] P. Moller, J. R. Nix, Nuclear Physics A 536 (1992) 20-60.
- [68] P. Moller, J. R. Nix, Atomic Data and Nuclear Data Tables 59, 185-381 (1995)

- [69] P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, Nuclear Masses (1993)
<http://arxiv.org/ps/nucl-th/9308022v1>
- [70] J. R. Andrup et al, Phys. Rev. C 13 (1976)
- [71] J. Randrup, C. F. Tsang, P. Moller, S. G. Nilsson, and S. E. Larsson, Nucl. Phys. A 217, 221 (1973).
- [72] R. Moustabchir, G. Royer. Analytic expressions for the proximity energy, the fusion process and the alpha-emission, August (2000)
- [73] G. Royer, J. Phys. G: Nucl. Part Phys. 1149 (26) (2000)
- [74] R. K. Gupta and W. Greife, Int. J. Mod. Phys. E3 (1994)335.
- [75] A. Sobczewski, Radiochim. Acta 99 (2011)395.
- [76] Z. Patyk, A. Sobczewski, and S. Cwiok, Nucl. Phys. A 502 (1989) 591.
- [77] H. F. Zhang, Y. Gao, N. Wang, J. Q. Li, E. G. Zhao, and G. Rogel, Phys. Rev. C85 (2012) 014325.
- [78] Yu. A. Lazarev et al., Phys. Rev Lett. 73 (1994) 624.
- [79] J. Dvorak et al., Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 242501.
- [80] P. Moller, J. R. Nix, and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A 492 (1989) 349.
- [81] W. Norenberg, Phys. Lett. B 31 (1970) 621.
- [82] W. Norenberg, Phys. Rev. C 5 (1972) 2020.
- [83] Z. Ren and C. Xu, Nucl. Phys. A 759 (2005) 64; C. Xu. Ren, and Y. Guo, Phys. Rev. C 78 (2008) 044329.
- [84] J. Tuli et al, Nuclear Wallet Cards, Brookhaven National Laboratory (2000).
- [85] CHEN. Bao- Qiu et al, CHIN. Phys. Lett. Vol20, No.11 (2003) 1936.
- [86] <http://www.laea.org/inis/collection/NCLcollectionStore/-public/45/058/45058532.pdf>
- [87] J. Black, J. Randrup, W. J. Swiatecki, C. F. Tsang, Annals of Physics 105 (1977) 427.
- [88] K. E. Gregorich et al., Phys. Rev. C74 (2006) 044611
- [89] Guoshu-Qing, Bao Xiao-Jun, Li Jun-Qing, and Zhang Hong-Fei, Phys. 61 (2014) 629-635.
- [90] K. Pomorski, Phys. Rev. C 70 (2004) 004306
- [91] A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure (Benjamin, New York, 1969 and 1974), Vols. 1 and 2.
- [92] X. Bao, H. gnahZ, G. reyoR and J. Li, IcuN .PhysA. ۹۰۶ (201۳) ۱.